

• при увеличении длины винтов происходит незначительное изменение напряжений в трабекулярной кости, за исключением таких значений l , которые приводят к приближению к кортикальной ткани – в этом случае происходит 10-20-ти кратный их всплеск по отношению к минимальным.

Анализ полученных зависимостей и величин позволяет заключить, что получены конкретные данные о напряженно-деформированном состоянии элементов биомеханической системы, которые в сочетании с данными клинических исследований могут быть положены в основу при определении рациональных параметров длины и углов установки полиаксиальных винтов

Выводы. Проведенный комплекс исследований позволяет сделать следующие выводы.

1. В работе впервые разработан новый параметрический подход к исследованию влияния параметров полиаксиального винта на характеристики стабильности и травматичности при проведении оперативного лечения позвоночного столба.

2. Построенная параметрическая модель дает возможность варьировать его длину l , угол вертикальной α и горизонтальной γ ориентации.

3. По результатам исследований можно создавать специализированные базы данных и получать зависимости интегральных характеристик напряженно-деформированного состояния от варьируемых параметров.

4. Получены картины напряженно-деформированного состояния в элементах биомеханической системы.

5. Определены качественные свойства распределения напряженно-деформированного состояния биомеханической системы.

6. Описаны количественные характеристики зависимостей контролируемых параметров от варьируемых для полиаксиального винта.

7. Путем сравнения с известными экспериментальными данными установлено, что построенная модель достаточно точно описывает характеристики напряженно-деформированного состояния исследуемой системы.

В дальнейшем на основе полученных количественных и качественных зависимостей, а также результатов клинических исследований предполагается разработать рекомендации по рациональному применению полиаксиальных винтов в хирургии позвоночника.

Список литературы: 1. Ткачук М.А., Веретельник Ю.В., Пionтковский В.К. Биомеханические системы: узагальнений параметричний опис. // Вісник НТУ „ХПІ” Тем. вип. „Машинознавство та САПР” – Харків: НТУ „ХПІ”, 2006.– № 3. – С.173-179. 2. Tkachuk N.A., Veretelnik Y.V., Tkachuk N.N. Generalized parametrical approach to research of biomechanical systems elements. Advanced Information and Telemedicine Technologies for Health (AITTH’2005): Proceedings of the International Conference (November 8–10, 2005, Minsk, Belarus). In two volumes. Vol. 2. – Minsk: United Institute of Informatics Problems of the National Academy of Sciences of Belarus, 2005. – PP.63-67. 3. Veretelnik Y.V., Radchenko V.A., Shmanko A.P. The stressedly-deformed state automated analysis system of the implants used in spine reconstruction-restoration operations. Advanced Information and Telemedicine Technologies for Health (AITTH’2005): Proceedings of the International Conference (November 8–10, 2005, Minsk, Belarus). In two volumes. Vol. 2. – Minsk: United Institute of Informatics Problems of the National Academy of Sciences of Belarus, 2005. – PP.68-71. 4. Веретельник Ю.В. Моделирование свойств материала

лов биомеханических систем: модели, подходы, численный эксперимент. // Вісник НТУ „ХПІ” Тем. вип. Динаміка і міцність машин. – Харків: НТУ „ХПІ”, 2005.– № 47. – С.29-35. 5. Ткачук М.А., Радченко В.О., Веретельник Ю.В. Узагальнений параметричний опис складних біомеханічних систем. // Вісник НТУ „ХПІ” Тем. вип. Динаміка і міцність машин. – Харків: НТУ „ХПІ”, 2005.– № 47. – С.173-180. 6. Веретельник Ю.В. Расчетно-экспериментальное определение напряженно-деформированного состояния титановых эндопротезов // Вісник НТУ „ХПІ” Тем. вип. „Машинознавство і САПР” – Харків: НТУ „ХПІ”, 2005.– № 53. – С.40-54. 7. Радченко В.А., Шманько А.П., Ткачук Н.А., Веретельник Ю.В. Моделирование поведения биомеханических систем „позвонок–эндопротез” на основе метода конечных элементов // Ортопедия і травматологія. – 2005. – № 1. – С.24–31. 8. Веретельник Ю.В. К вопросу моделирования свойств материалов биомеханических систем // Механіка та машинобудування – Харків: НТУ „ХПІ”, 2005.– № 1. – С.284-288. 9. Zienkiewicz O.C. The Finite Element Method, McGraw-Hill Company, London, (1977). 10. ANSYS 9.0. User’s Guide. Canonsburg, 2004. 11. Sasidhar Vadapalli. Stability imparted by a posterior lumbar interbody fusion cage following surgery – A biomechanical evaluation // master’s thesis. The University of Toledo College of Engineering, 2004. – 158 p. 12. Srilakshmi Vishnubhotla. A Biomechanical Evaluation of Dynamic Stabilization Systems // master’s thesis. The University of Toledo College of Engineering, 2005. – 235 p. 13. Miranda N. Shaw. A Biomechanical Evaluation of Lumbar Facet Replacement Systems // master’s thesis. The University of Toledo College of Engineering, 2005. – 222 p. 14. Naira H. Campbell-Kyureghyan. Computational analysis of the time- dependent biomechanical behavior of the lumbar spine // Ph.D. thesis. The Ohio State University, 2004. – 273 p.

Поступила в редколлегию 25.11.2006

УДК 621.81.31

О.Г. ПРИЙМАКОВ, канд. техн. наук, Харківський університет повітряних сил Збройних сил України, **О.В. УСТИНЕНКО**, канд. техн. наук, НТУ „ХПІ”, **В.М. СТАДНІЧЕНКО**, канд. техн. наук, Національний авіаційний університет, м. Київ

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ РЕОЛОГІЇ ТА САМОВПОРЯДКУВАННЯ В ЗУБЧАСТИХ ПЕРЕДАЧАХ

Розглянуті основи створення математичної моделі процесів реології та самоорганізації властивостей матеріалів поверхонь зубів. Вона базується на енергетичному критерії міжатомних взаємодій і дислокаційному принципі пружно-пластичної деформації. Запропоновано доповнити традиційний підхід до вибору матеріалів зубів критерієм мінімізації критичної швидкості руху дислокацій.

Fundamentals of creation for mathematical model of rheology and self-organizing of teeth surfaces materials properties are considered. It is founded on power criterion of interatomic interactings and dislocation principle of elastic-plastic deformation. It is offered to supplement the traditional approach to selection of teeth materials by criterion of minimization of a critical dislocations motion speed.

Вступ. В статті зачеплення силової зубчастої передачі розглядається як термонапружена трибосистема, що самоорганізується внаслідок термодинамічних та реологічних процесів. Відомо [1-3], що ці процеси відбуваються в поверхневих шарах (ПШ) контактуючих поверхонь зубців. Априорі вважаємо,

що ці процеси суттєво можуть вплинути на загальну працездатність зубчастої пари та на вибір допустимих напружень її матеріалів.

Аналіз літератури [1-8] показує, що таке моделювання явища самовпорядкування в зубчастих передачах виконується вперше.

Метою даної статті є розробка фізичної та математичної моделей процесів реології та самовпорядкування фізико-механічних властивостей матеріалів зубчастих пар в процесі експлуатації.

Розробка фізичної моделі. Розглянемо механізм виникнення і розвитку тріщин в матеріалі трибосистеми зубчастого зачеплення. Для цього скористаємось дискретною моделлю, компонентами якої є атоми матеріалу. Покладемо, що міжатомні зв'язки розміщені повздовж і поперек напрямку деформації зразка матеріалу шестерні. Руйнування такої системи відбувається при розриві міжатомних зв'язків, якщо сила та потенційна енергія міжатомної взаємодії досягає певних критичних значень.

При відсутності зовнішньої дії сили притягання та відштовхування між атомами урівноважуються. При цьому атоми знаходяться на відстані r_0 один від одного. Цьому положенню рівноваги відповідає мінімальне значення потенційної енергії E міжатомної взаємодії. При розтягу зв'язку $r - r_0 = \Delta r$ потенційна енергія природно зростає, а сила притягання F намагається повернути атоми в вихідне положення. Щоб розірвати зв'язок, треба віддалити атоми на достатню відстань, де сила притягання буде дорівнювати нулю. Роботу, необхідну для розриву, назовемо енергією активації розриву зв'язку (його дисоціації) та позначимо символом D .

Залежність потенційної енергії від відстані між атомами доцільно виразити рівнянням Морзе [4]:

$$E = D(2e^{-b(r-r_0)} - e^{-2b(r-r_0)}). \quad (1)$$

Оскільки сила притягання F є похідною від $E(r)$ по r , то

$$F = -\frac{d}{dr}[E(r)]. \quad (2)$$

Максимальне значення цієї сили F_m можна назвати межею міцності зв'язку. Проте досягнення граничного значення ще не означає розриву зв'язку, бо він ще здатен до подальшого значного розтягу без розриву. Для потенціалу Морзе

$$F(\Delta r) = 4F_m(e^{-b\Delta r} - e^{-2b\Delta r}), \quad (3)$$

де $F_m = 0,5bD$; b – постійна, [1].

Значення Δr_m , відповідне F_m , дорівнює

$$\Delta r_m = -\frac{1}{b} \ln \frac{1}{2}. \quad (4)$$

Прийнявши D рівній енергії, що вивільняється при руйнуванні (наприклад, енергії сублімації U_0), можна знайти величину F_m і ті значення Δr , при яких атоми будуть знаходитись в стані стійкої чи нестійкої рівноваги.

Якщо позначити зовнішню розтягуючу силу f , то при її дії атоми будуть в положенні стійкої рівноваги лише у випадку подолання силового бар'єру, для чого необхідно підвести додаткову енергію $E(f)$. Значенню сили f при двох значеннях Δr відповідають два значення потенційної енергії. Знайдемо їх із (1) та (3). Замінивши $F(\Delta r)$ на f та підставивши $z = e^{-b\Delta r}$ в (3), отримаємо рівняння $z^2 - z + f/4F_m = 0$. Звідси знайдемо z_1 , z_2 та відповідні їм значення Δr_1 , Δr_2 :

$$\Delta r_{1,2} = \frac{1}{b} \ln \frac{2}{1 \pm \sqrt{1 - f/F_m}}. \quad (5)$$

Підставляючи Δr_1 та Δr_2 в (1), знайдемо пружну енергію. Різниця значень пружної енергії при $\Delta r = 0$ та $\Delta r_{1,2}$, тобто кількість енергії, необхідної для подолання силового бар'єру, знайдемо за формулою

$$E(f) = E(\Delta r_{1,2}) - E_0 = 0,25D \left(1 \mp \sqrt{1 - f/F_m} \right)^2. \quad (6)$$

Із (6) витікає, що для досягнення межі міцності зв'язку необхідно підвести кількість енергії, що дорівнює лише чверті енергії дисоціації, тобто

$$E(F_m) = 0,25D. \quad (7)$$

Решта енергії підводиться вже після подолання силового бар'єру. Таким чином, для розриву міжатомних зв'язків потрібне достатньо енергоємне джерело зовнішньої механічної сили. У випадку зубчастих передач це нормальне зусилля в зачепленні F_n .

Енергія, необхідна для деформування міжатомних зв'язків та їх розриву, підводиться при деформації зразка матеріалу, і судити про її кількість можна по рівню еквівалентних напружень σ_E , що виникають в небезпечних перерізах матеріалу. Напруження є по суті потенційною енергією одиниці об'єму матеріалу, тому мінімальне значення потенційної енергії міжатомної взаємодії E , що відповідає рівноважному положенню атомів, при виникненні напружень σ_E змінюється на величину $E - A\sigma_E$, де A – коефіцієнт, обернено пропорційний числу повздовжніх міжатомних зв'язків, що припадають на

одиницю площі небезпечного перерізу [5, 6].

Так як при $\Delta r = 0$ $E = U_0$, то

$$E = U_0 - A\sigma_E, \quad (8)$$

і

$$F = -\frac{d}{dr}(U_0 - A\sigma_E) = A \frac{d\sigma_E}{d(\Delta r)}. \quad (9)$$

Отже, силу міжатомної взаємодії можна визначати по зміні виникаючих в матеріалі еквівалентних напружень.

Для розриву міжатомних зв'язків необхідно, щоб сила $F(\Delta r)$ досягла значення F_m , а для цього, в свою чергу, необхідно змінити міжатомну відстань на Δr_m .

Для повного відтворення моделювання процесу деформації повздовжніх зв'язків його слід розглядати одночасно з деформаціями поперечних зв'язків.

Процес послідовних зсувів матеріалу на величину міжатомної відстані являє собою дислокаційний механізм пружньо-пластичного деформування, що супроводжує руйнування матеріалу та є енергетично вигідним [7, 9]. Цей факт свідчить про те, що найбільш інтенсивне переміщення дислокацій і пов'язана з цим зміна фізико-механічних та реологічних властивостей матеріалу відбувається саме в ПШ матеріалу як тіла, так і контртіла довільної трибосистеми (зубці шестерні та колеса).

Переміщення дислокацій в ПШ матеріалу пов'язане лише з порівняно невеликою перебудовою решітки, а ковзання площини матеріалу відбувається за рахунок переміщення дислокацій в кристалах. Подібно до того, як у живій природі відбувається рух гусениць, в кристалах твердих тіл ковзання однієї площини по іншій здійснюється за допомогою переміщення дислокацій.

Назвемо цей ефект „*принципом гусениці*”.

Переміщення дислокацій у ПШ твердого тіла за „принципом гусениці” показано на рис. 1. Такий механізм характерний і для повздовжнього, і для поперечного руху дислокацій.

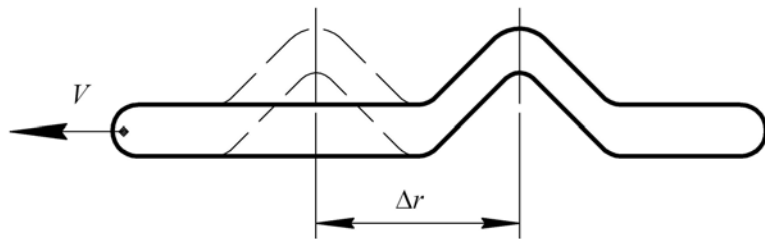


Рис. 1. Фізична модель

Цілком природно допустити, що на цей рух можна активно впливати за рахунок деякого програмованого навантаження, регулювання теплового по-

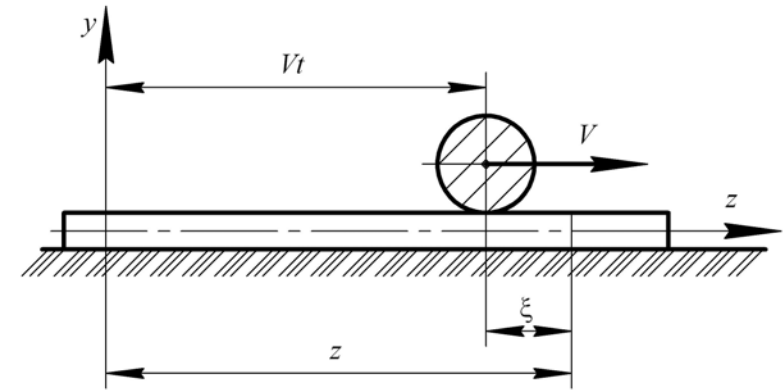


Рис. 2. Дія рухомої дислокації на безкінечну балку, що лежить на суцільній пружній основі

току, контактного навантаження або створення умов для самоорганізації трибосистеми зубчастої пари. Використовуючи таку фізичну модель, можна досліджувати процеси еволюції та самовпорядкування довільних трибосистем зубчастих пар, оскільки ентропійний ресурс цієї моделі є змінним і всі мікроскопічні процеси в ній проходять кооперативно (узгоджено).

Модель також допускає перехід структури трибосистеми в когерентний стан і дає можливість імпульсного навантаження.

Математичне тлумачення моделі. При такому підході маса рухомого навантаження не впливає на хід процесу.

Нехай дислокація чи сімейство дислокацій умовною вагою P рівномірно рухається зі швидкістю V вздовж безкінечної балки, що лежить на суцільній однорідній пружній основі (рис. 2).

Як відомо [8, 9], при стаціонарному режимі руху прогин під дією P залишається весь час постійним. Картина згину осі балки буде незмінною, але рівномірно рухомою зі швидкістю руху навантаження. Отже, маємо рухому згинну хвилю.

Основу балки вважатимемо лінійно деформованою, що слідує гіпотезі Вінклера:

$$r = -ky, \quad (10)$$

де r – інтенсивність реакції основи; y – прогин; k – коефіцієнт пропорційності, що характеризує жорсткість основи і називається [4, 8, 12] коефіцієнтом постілі. Отже, пружність є єдиною фізичною властивістю нашої моделі пружної основи.

Нехай z – абсциса поточного перерізу балки, t – час. Тоді диференційне рівняння згину балки від дії дислокації запишемо у вигляді

$$EJ \frac{\partial^4 y}{\partial z^4} = -m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - ky. \quad (11)$$

Тут m – маса одиниці довжини балки. В правій частині (11) перший член виражає собою інерційне навантаження, а другий – реакцію пружної основи.

Перепишемо (11) у формі

$$\frac{\partial^4 y}{\partial z^4} + 2a \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + b^2 y = 0, \quad (12)$$

де

$$2a = \frac{m}{EJ}; \quad b^2 = \frac{k}{EJ}. \quad (13)$$

Розв'язок цього рівняння знаходимо у вигляді

$$y = f(z - Vt). \quad (14)$$

Диференціюючи цю функцію за аргументом $z - Vt$, потрібні нам похідні функції y запишемо у вигляді

$$\frac{\partial^4 y}{\partial z^4} = f^{IV}(z - Vt); \quad \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = V^2 f''(z - Vt). \quad (15)$$

Тепер (12) переходить в наступне звичайне диференційне рівняння

$$f^{IV} + 2aV^2 f'' + b^2 f = 0. \quad (16)$$

Можна сказати, що формула (16) є диференціальним рівнянням рухомої згинної хвилі.

Лінійне диференціальне рівняння (16) має постійні коефіцієнти, тому його рішення може бути знайдено як чисельно, так і аналітично у вигляді

$$f = e^{-\alpha \xi} (C_1 \sin \beta \xi + C_2 \cos \beta \xi) + e^{\alpha \xi} (C_3 \sin \beta \xi + C_4 \cos \beta \xi), \quad (17)$$

де $\xi = z - Vt$ і $\xi > 0$.

Тут величини α і β визначаються через коефіцієнти рівняння (16) за формулами

$$\alpha = \sqrt{\frac{b - aV^2}{2}}; \quad \beta = \sqrt{\frac{b + aV^2}{2}}. \quad (18)$$

При $\xi < 0$ рівняння зігнутої осі має ту ж форму:

$$f_1 = e^{-\alpha \xi} (D_1 \sin \beta \xi + D_2 \cos \beta \xi) + e^{\alpha \xi} (D_3 \sin \beta \xi + D_4 \cos \beta \xi), \quad (19)$$

проте значення постійних інтегрування будуть іншими.

Для повного розв'язку необхідно знайти вісім постійних $C_1 \dots D_4$, що входять в (17) та (19). Для цього слід скористатися умовами:

– на безкінечності:

$$\left. \begin{aligned} f &= 0 \text{ при } \xi = \infty; \\ f_1 &= 0 \text{ при } \xi = -\infty; \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

– під навантаженням:

$$\left. \begin{aligned} f(0) &= f_1(0); \quad f'(0) = f_1'(0); \\ f''(0) &= f_1''(0); \quad f_1'(0) - f'''(0) = \frac{P}{EJ}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Із (20) знаходимо чотири постійних $D_1 = D_2 = C_3 = C_4 = 0$. За допомогою (21) знаходимо

$$C_1 = -D_3 = \frac{P}{2EJ\beta(\alpha^2 + \beta^4)}; \quad C_2 = D_4 = -\frac{P}{2EJ\alpha(\alpha^2 + \beta^2)}.$$

Таким чином, рухома згинна хвиля дислокації має симетричну форму, і для аналізу отриманих результатів досить розглянути частину хвилі при $\xi \geq 0$:

$$EJ \frac{\partial^4 y}{\partial z^4} = -m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - ky. \quad (22)$$

Найбільший інтерес визиває значення прогину під місцем навантаження, тобто при $\xi = 0$:

$$f(0) = -\frac{P}{2EJ\alpha(\alpha^2 + \beta^2)}. \quad (23)$$

Для виявлення впливу швидкості V на величину $f(0)$ підставимо в (23) формули (18) для α і β :

$$f(0) = -\frac{P}{EJb\sqrt{2(b - aV^2)}}. \quad (24)$$

Зокрема, при $V = 0$, тобто у випадку нерухомого навантаження, отримаємо прогин $f_{ст}$ під силою, яка прикладена до безкінечно довгої балки на пружній основі [10, 11]. При $V > 0$ відповідне значення становить деяку ве-

личину f , а відношення $f/f_{ст}$ є коефіцієнтом динамічності μ .

З урахуванням (13)

$$\mu = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{mV^2}{2\sqrt{kEJ}}}}. \quad (25)$$

З ростом швидкості V коефіцієнт динамічності збільшується і при швидкості

$$V_{кр} = \sqrt{\frac{2\sqrt{kEJ}}{m}} \quad (26)$$

прямує до безкінечності. Це значення швидкості є критичним і визначає час руху $t_{кр}$. Отже, при значеннях V , що менші критичного, рухома хвиля біжучої дислокації має форму синусоїди, що затухає. Затухання амплітуд визначається множителем $e^{-\alpha\xi}$ в рівнянні (22). З наближенням швидкості до її критичного значення параметр α згідно з (18) прямує до нуля і при критичній швидкості стає рівним нулю. Відповідно цьому крива (22) виявляє все менше затухання і при критичній швидкості стає чистою синусоїдою.

Формули (10)-(26) представляють собою математичну модель процесу руху дислокації в поверхневих шарах, що, по суті, і є процесом самоорганізації фізико-механічних властивостей матеріалів зубчастої пари.

Висновки.

1. Розроблено фізичну модель реологічних та синергетичних явищ (за „принципом гусениці”) в поверхневих шарах зубчатих пар під навантаженням в процесі експлуатації і відповідну їй математичну модель, що описує дію рухомої дислокації на безкінечну балку, що лежить на суцільній пружній основі (модифікована авторами модель Вінклера).

2. Визначено критичну швидкість руху дислокацій в поверхневих шарах і час цього руху, що, безумовно, допоможе при виборі контактних та згинних допустимих напружень для матеріалів зубчастих пар.

3. Критична швидкість та час руху дислокацій в поверхневих шарах дозволяють переглянути традиційний підхід до вибору матеріалів зубчастих коліс. Вочевидь, раціональним буде використання матеріалу, для якого $V_{кр}, t_{кр} \rightarrow \min$.

Список літератури: 1. Хакен Г. Синергетика / Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах // Под ред. Ю.Л. Климонтовича. – М.: Мир, 1985. – 419 с. 2. Николіс Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах / Пер. с англ. – М.: Мир, 1979. – 597 с. 3. Синергетика: Сб. статей. / Пер. с англ. // Под ред. Б.Б. Кадомцева. – М.: Мир, 1984. – 624 с. 4. Бокштейн Б.С. Атомы блуждают по кристаллу. – М.: Наука, 1987. – 207 с.

5. Волькенштейн М.В. Энтропия и информация. – М.: Наука, 1986. – 191 с. 6. Цеснек Л.С. Механика и микрофизика истирания поверхностей. – М.: Машиностроение, 1979. – 263 с. 7. Протасов Б.В. Энергетические соотношения в трибосопряжении и прогнозирование его долговечности. – Саратов: Изд. Саратов. ун-та, 1979. – 152 с. 8. Королев В.И. Уруго-пластические деформации оболочек. – М.: Машиностроение, 1971. – 303 с. 9. Приймаков А.Г. Контактные напряжения в зубчатых передачах. – Харьков: Основа, 1986. – 297 с. 10. Приймаков А.Г., Рудницкий В.И. Определение приведенного модуля упругости двухслойного металлополимерного гибкого колеса волновой зубчатой передачи // Динамика и прочность машин. – Харьков, 1984. – Вып.39. – С.49-51. 11. Приймаков А.Г., Рудницкий В.И. Напряженно-деформированное состояние и усталостная прочность силовых трехволновых передач с металлополимерными гибкими колесами // Вестник машиностроения. – 1984. – №.6. – С.25–27. 12. Работнов Ю.Н. Ползучесть элементов конструкций. – М.: Наука, 1966. – 752 с.

Поступила в редколлегию 01.02.07

УДК 62.233.27

А.В. ЧЕРНЫШЕНКО, А.А. ПАВЛОВА, канд. техн. наук,
В.П. ПЕТРУШАК, канд. техн. наук, Украинская инженерно-педагогическая академия, г. Харьков

К ВОПРОСУ ОБ АВТОМАТИЗАЦИИ ВИБРОДИАГНОСТИКИ ПОДШИПНИКОВ КАЧЕНИЯ

Розглянуті питання вібродіагностики дефектів підшипників кочення. Запропоновані загальна спрощена схема пристрою для зняття сигналів вібродатчика та метод подальшої обробки спектрограми, що дозволило з мінімальними витратами, але з чималою вірогідністю проводити вібраційну оцінку підшипників.

The questions of vibration-based diagnostics of frictionless bearings defects are considered. The general simplified scheme of device for the taking down of vibration detector signals and method of further treatment of spectrogram are offered, that allowed to make the vibration estimation of bearings with minimum expenses, but with large enough probability.

Актуальность проблемы. Одной из серьезных проблем вибрационной диагностики является определение технического состояния подшипников качения, установленных на тихоходных валах. Такой тип оборудования, имеющий невысокую частоту вращения рабочего и промежуточных валов, встречается достаточно часто (подшипники колес механизмов передвижения кранов, механизма подъема кранов, механизма передвижения крановых тележек, полиспасты и т.д.). Во многих случаях безаварийность работы данного оборудования в большой степени зависит от состояния подшипников качения и влияет не только на технологический процесс, но и на безопасность работы установки, агрегата, цеха. Таким образом, решение вопроса диагностики таких узлов является весьма актуальной задачей.

Состояние вопроса. В настоящий момент существует много устройств и приборов, которые позволяют более или менее успешно проводить диагно-